

Untersuchungen an Silizium-Zähldioden

INAUGURALDISSERTATION

zur Erlangung der Würde eines Doktors der Philosophie
vorgelegt der Philosophisch-Naturwissenschaftlichen
Fakultät der Universität Basel

von

JOHANNES GUTMANN

aus Basel

1965

Basel

Buchdruckerei Birkhäuser AG

1966

Untersuchungen an Silizium-Zähldioden

INAUGURALDISSERTATION

zur Erlangung der Würde eines Doktors der Philosophie
vorgelegt der Philosophisch-Naturwissenschaftlichen
Fakultät der Universität Basel

von

JOHANNES GUTMANN

aus Basel

Basel

Buchdruckerei Birkhäuser AG

1966

Genehmigt von der Philosophisch-Naturwissenschaftlichen Fakultät auf Antrag
der Herren Professoren Dr. E. BALDINGER und Dr. P. HUBER.

Basel, den 4. Mai 1965

Prof. Dr. H. ANNAHEIM
Dekan



Meinen Eltern gewidmet

Ich möchte an dieser Stelle der Universität Basel für die gebotenen Studiemöglichkeiten herzlich danken. Ganz besonderer Dank gebührt meinem verehrten Lehrer, Herrn Professor Doktor ERNST BALDINGER. In vielen Diskussionen und an der praktischen Arbeit durfte ich bei ihm lernen, wie der Naturwissenschaftler an seine Probleme herantritt und wie er versucht, eine Lösung dieser Probleme zu finden.

I. Der Einfluss eines nichtohmschen Rückkontaktes auf die Ladungssammlung in Silizium-Zähldioden

Zusammenfassung. Ein nichtohmscher Rückkontakt kann bei Zähldioden Ladungsverluste verursachen, die mit zunehmender Sperrspannung abnehmen. Solche Ladungsverluste treten zum Teil erst auf, wenn die Zähldioden bei tiefen Temperaturen betrieben werden. Sie sind am anomalen Verlauf der Gleichstromkennlinie der Zähler und an der Impulsform des Eingangssignals des Vorverstärkers zu erkennen.

Einleitung

In dieser Arbeit wird gezeigt, dass ein nichtohmscher Rückkontakt bei Zähldioden spannungsabhängige Ladungsverluste verursachen kann. Um festzustellen, ob der Rückkontakt der Zählodiode stark nichtohmsch ist oder nicht, hat sich die Gleichstromkennlinie als gutes Hilfsmittel erwiesen.

Es ist möglich, dass solche Ladungsverluste bei Zimmertemperatur noch nicht messbar sind, sondern erst bei tiefen Temperaturen auftreten. Auch in diesem Fall kann man bei tiefen Temperaturen einen Einfluss des Rückkontaktes auf die Kennlinie erkennen.

Im Anschluss an diese Arbeit haben wir genauere Untersuchungen der Gleichstromkennlinien von Gold-Silizium-Kontakten vorgenommen, wobei im wesentlichen eine Arbeit von KAHNG [1]¹⁾ über solche Kontakte auf hochohmiges Material mit und ohne Oxydschicht erweitert wurde. Die Ergebnisse dieser Untersuchungen sind in einer zweiten Arbeit zusammengefasst [2].

1. Untersuchte Dioden

Die Untersuchungen sind an drei verschiedenen Sorten von Zähldioden durchgeführt worden: An selbsthergestellten Surface-Barrier-Zählern, an käuflichen Dioden der Firma RCA-Victor und an Dioden die uns freundlicherweise die Bell-Laboratorien (Murray Hill) zur Verfügung gestellt haben.

Für die selbsthergestellten Surface-Barrier-Zähler haben wir 200 Ω cm n -Silizium benützt. Die parallel zur 111-Ebene geschnittenen und geläppten Plättchen hatten

¹⁾ Die Ziffern in eckigen Klammern verweisen auf das Literaturverzeichnis, Seite 14.

einen Durchmesser von ca. 20 mm und waren etwa 1 mm dick. Sie wurden zuerst in CP-4 geätzt, nachher ungefähr drei Tage bei 60% Luftfeuchtigkeit und 25°C gelagert und schliesslich im Hochvakuum mit Gold bedampft.

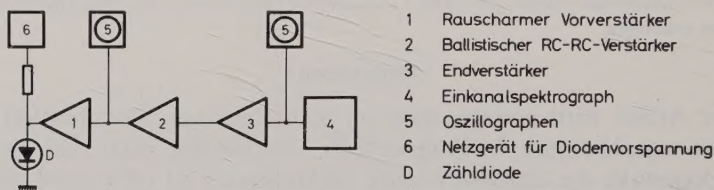
Wir haben für diese Zähler drei verschiedene Rückkontakte untersucht: Den von DEARNALEY [3] vorgeschlagenen Rückkontakt aus leitender Silberpaste, einen Rückkontakt aus aufgedampftem Aluminium und den von BENN [4] verwendeten Kontakt aus Nickel, das durch «electroless plating» auf der aufgerauhten Oberfläche des Silizium-Plättchens angebracht wird.

Die Zähldioden von RCA-Victor waren mittels Phosphordiffusion aus 1000 Ωcm p -Silizium hergestellt und in ein Gehäuse eingeschlossen (normaler, kommerziell erhältlicher Typ mit 5 mm² Detektorfläche).

Die Zähldioden von BELL waren ebenfalls phosphordiffundierte p -Basis-Dioden mit Gehäuse. Der spezifische Widerstand des Basismaterials lag zwischen 10000 und 20000 Ωcm [5].

2. Apparatives

Wir haben die in Figur 1 dargestellte Apparatur verwendet, um die Ladung zu messen, die durch ionisierende Teilchen in der Diode erzeugt wird:



Figur 1
Messapparatur

Der Impulsgenerator U_E und die Eichkapazität C_E (2.027 pF) dienten zur Ladungseichung [6].

Als ionisierende Teilchen benützten wir für alle Messungen 5.30 MeV α -Teilchen von Po^{210} .

Um das Temperaturverhalten der Dioden zu kontrollieren wurden die Dioden an einer Kühlfalle befestigt. Je nach Wahl der Füllung konnte die Temperatur bis auf -186°C gesenkt werden. Eine Heizung erlaubte es ferner, die Temperatur bis auf ca. $+100^\circ\text{C}$ zu erhöhen.

3. Ladungsverluste in Silizium-Zähldioden

In einer früheren Publikation haben wir gezeigt, dass oft nur ein Teil der durch ein ionisierendes Teilchen in Zähldioden erzeugten Ladung nachgewiesen werden kann [7].

Zwischen der wirklich erzeugten Ladung Q_L und der gemessenen Q_c konnte in vielen Fällen der Zusammenhang

$$1/Q_c = (1/Q_L) (1 + \text{const.}/\sqrt{U + U_D})$$

festgestellt werden. Das bedeutet, dass die Differenz zwischen erzeugter und gemessener Ladung, der sogenannte Ladungsverlust, mit zunehmender Sperrspannung U kleiner wird. U_D ist die Diffusionsspannung der Diode.

Für diese Ladungsverluste gibt es verschiedene Erklärungen:

a) Die durch das ionisierende Teilchen erzeugten Elektron-Lochpaare können auf ihrem Weg durch die Junction mit im Silizium vorhandenen Rekombinationszentren rekombinieren [8]. Man bezeichnet diesen Vorgang auch als «trapping».

In diesem Fall sollte eine Erhöhung der Dichte der Rekombinationszentren eine Vergrößerung der Ladungsverluste zur Folge haben.

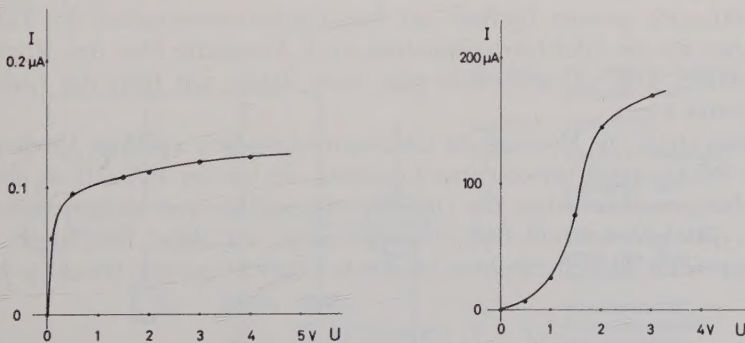
Wir haben deshalb zur Kontrolle Zählodien mit schnellen Neutronen (14 MeV, $\sim 10^{12}$ n/cm²) bestrahlt. Jedoch hatte selbst eine Verzehnfachung der Dichte der Rekombinationszentren, erkennbar an einer Verzehnfachung des Volumensperrstroms der Zählodiode, keinen Einfluss auf die Ladungsverluste. Wir müssen aus diesem Grund «trapping» als Erklärungsmöglichkeit für die Ladungsverluste ausschliessen.

b) Die durch Ionisation entlang der Teilchenspur entstandenen Löcher und Elektronen können nur solange direkt miteinander rekombinieren, bis die Kolonne der Elektronen durch das äussere elektrische Feld vollständig von der Kolonne der Löcher getrennt ist.

Mit einem solchen Modell lassen sich beispielsweise Rekombinationsverluste in Gasionisationskammern erklären [6] [9]. Es folgt daraus, dass die Ladungsverluste vom Winkel zwischen Feldrichtung und Einfallrichtung der Teilchen abhängen müssen. Testexperimente zeigten aber, dass die von uns beobachteten starken Ladungsverluste von diesem Winkel unabhängig sind, weshalb ein solcher Rekombinationsmechanismus zumindest bei leichten geladenen Teilchen keine Erklärung für die Ladungsverluste liefert.

c) Der Rückkontakt aus leitender Silberpaste [3] kann wegen seinen stark gleichrichtenden Eigenschaften für die Ladungsverluste verantwortlich sein.

Wir haben zur Prüfung eine Surface-Barrier-Diode hergestellt, auf der wir neben- einander sowohl einen gleichrichtenden Silberpaste-Rückkontakt als auch einen nahe-

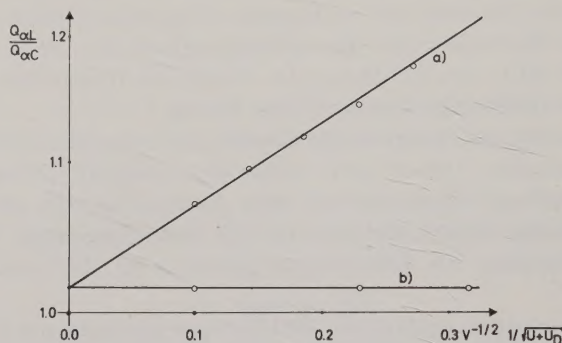


Figur 2

Kennlinie einer Zählodiode mit zwei verschiedenen Rückkontakten

a) Silberpaste-Rückkontakt, b) Aluminium-Rückkontakt

zu ohmschen Rückkontakt aus aufgedampftem Aluminium angebracht hatten. Die Gleichstromkennlinien dieser Diode sind in Figur 2 dargestellt. Mit dem Silberpaste-Rückkontakt zeigte die Diode starke Ladungsverluste, welche bei Benützung des Rückkontaktes aus Aluminium praktisch vollständig verschwanden (Figur 3).



Figur 3

$Q_{\alpha L}/Q_{\alpha c}$ für eine Zählodiode mit zwei verschiedenen Rückkontakten
a) Silberpaste-Rückkontakt, b) Aluminium-Rückkontakt

Ein gut ohmscher Rückkontakt kann durch Vernickeln des aufgerauhten Siliziumplättchens hergestellt werden («electroless plating», siehe [4]). Das Aufrauen der Plättchen ist nötig, da sich dann zufolge der Störungen des Gitters an dieser Stelle eine Zone hoher Rekombination befindet. Diese Nickel-Kontakte besitzen neben ihren guten elektrischen Eigenschaften auch eine hohe mechanische Festigkeit.

4. Gleichstromkennlinie von Zähldioden Schutzring-Elektrode

Aus dem letzten Abschnitt geht hervor, dass ein nichtohmscher Rückkontakt sehr wohl für die Ladungsverluste verantwortlich sein kann. Nun hat aber ein solcher Rückkontakt auch grossen Einfluss auf das Gleichstromverhalten des Zählers. Es können daher aus der Gleichstromkennlinie auch Auskünfte über den Rückkontakt erhalten werden. Das bedeutet, dass man einen Zähler mit Hilfe der Gleichstromkennlinie testen kann.

Allerdings ergibt die Messung der Gleichstromkennlinie auch bei Dioden mit gut ohmschem Rückkontakt verschiedene Resultate, die mit der Herstellung der Dioden zusammenhängen. Wir haben die Gleichstromkennlinie von einigen diffundierten Zählodioden (RCA-Victor und BELL) ausgemessen, und dabei festgestellt, dass bei Zimmertemperatur alle untersuchten Dioden in Leitrichtung eine Shockley-Kennlinie der Form

$$J = J_s [\exp(q U / k T) - 1]$$

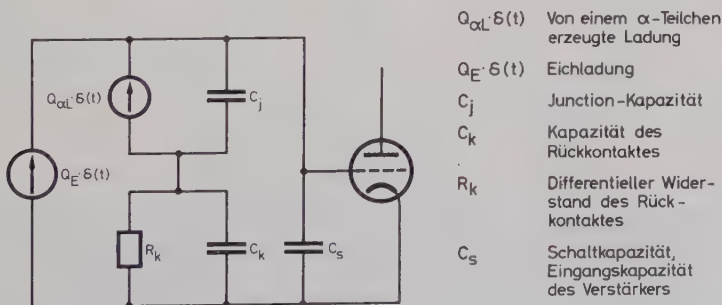
befolgen. Der Sperrstrom zeigt auch eine kleine Spannungsabhängigkeit, die hier jedoch nicht diskutiert werden soll.

Dagegen zeigen Surface-Barrier-Zähler ein wesentlich anderes Verhalten; die Gleichstromkennlinie gehorcht nicht mehr der Shockley-Gleichung. Es ist naheliegend anzunehmen, dass die Abweichungen von der Shockley-Gleichung durch Oberflächen- und Randeﬀekte verursacht werden. Messungen an Schutzringdioden bestätigen diese Vermutung, denn erst die Gleichstromcharakteristik von Surface-Barrier-Zählern, die nach dem Rezept von Fox und Borkowski [10] mit einer Schutzringeﬂektrode aus aufgedampftem Gold versehen sind, lässt sich wieder durch eine Shockley-Gleichung beschreiben. Es würde jedoch zu weit führen, im Rahmen dieser Arbeit näher auf den Einfluss einer Schutzringeﬂektrode einzugehen, weshalb hier auf die nachfolgende Arbeit verwiesen sei, die genauere Angaben enthält [2].

Diese kleinen Unterschiede in den Kennlinien kann man jedoch für die Testmessung vernachlässigen, da nur stark gleichrichtende Rückkontakte für die Ladungsmessung störend sind. Der Einfluss eines solchen Rückkontaktes auf die Gleichstromkennlinie ist weit grösser als der der oben beschriebenen Oberflächen- und Randeﬀekte. So ist z. B. der in Abschnitt 3 aufgeführte AL-Kontakt auch nicht vollständig ohmisch, wie man in Figur 2b am Abbiegen der Gleichstromkennlinie bei ca. $150 \mu\text{A}$ erkennen kann. Trotzdem treten noch keine spürbaren Ladungsverluste auf. Es ist aber aus Figur 2 ersichtlich, dass der differentielle Widerstand des Zählers mit Silberpaste-Rückkontakt ($\sim 3 \text{ M}\Omega$) viel grösser ist als der des Zählers mit AL-Rückkontakt ($\sim 100 \text{ k}\Omega$). Es soll im nächsten Abschnitt gezeigt werden, dass für das Entstehen von Ladungsverlusten nur die Impedanz des Rückkontaktes in der Umgebung des Punktes $U = 0, I = 0$ der Gleichstromcharakteristik verantwortlich ist.

5. Durch den Rückkontakt verursachte Ladungsverluste

Wie wir schon in [7] erwähnt haben, ist das Ersatzschema eines nichtohmschen Rückkontaktes ein Parallel-RC-Glied, dessen Kapazität von der Zählervorspannung praktisch unabhängig ist, da sich der Zäblersperrstrom mit der Vorspannung verhältnismässig wenig ändert. Nimmt man ferner an, der differentielle Innenwiderstand des Zählers und der Gitterableitwiderstand der ersten Verstärkerröhre seien unendlich gross, so ergibt sich für Zähler und Verstärkereingang das in Figur 4 gezeigte Ersatzschema (vgl. [11]):

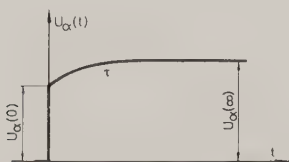


Figur 4

Ersatzschema von Zähler und Verstärkereingang

Ein α -Teilchen erzeugt in der Kapazität des p - n -Übergangs C_j die Ladung $Q_{\alpha L} \delta(t)$. Dadurch entsteht am Eingang der Röhre das Signal $U_{\alpha}(t)$ (Figur 5).

Einem Eichsignal der Ladung $Q_E \delta(t)$ entspricht am Eingang der Röhre der Spannungsverlauf $U_E(t)$ (Figur 6).



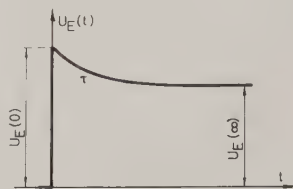
Figur 5

$$U_{\alpha}(t) = U_{\alpha}(\infty) + [U_{\alpha}(0) - U_{\alpha}(\infty)] e^{-\frac{t}{\tau}}$$

$$U_{\alpha}(0) = Q_{\alpha L} \frac{C_k}{C_s C_k + C_s C_j + C_j C_k}$$

$$U_{\alpha}(\infty) = Q_{\alpha L} \frac{1}{C_s + C_j}$$

$$\tau = R_k C_k + R_k \frac{C_s C_j}{C_s + C_j}$$



Figur 6

$$U_E(t) = U_E(\infty) + [U_E(0) - U_E(\infty)] e^{-\frac{t}{\tau}}$$

$$U_E(0) = Q_E \frac{C_k + C_j}{C_s C_k + C_s C_j + C_j C_k}$$

$$U_E(\infty) = Q_E \frac{1}{C_s + C_j}$$

$$\tau = R_k C_k + R_k \frac{C_s C_j}{C_s + C_j}$$

Wenn der nachfolgende ballistische Verstärker eine gegenüber τ kleine Zeitkonstante aufweist, so ist sein Ausgangssignal proportional zum Spannungssprung zur Zeit $t = 0$. Die gemessene Ladung $Q_{\alpha C}$ berechnet sich unter Annahme dieser Vereinfachung durch den Vergleich der Spannungssprünge zur Zeit $t = 0$:

$$Q_{\alpha C} = Q_E \frac{U_{\alpha}(0)}{U_E(0)} = Q_{\alpha L} \frac{C_k}{C_j + C_k}$$

oder umgeformt

$$\frac{1}{Q_{\alpha C}} = \frac{1}{Q_{\alpha L}} \left(1 + \frac{C_j}{C_k}\right)$$

$$\frac{Q_{\alpha L}}{Q_{\alpha C}} = 1 + \frac{C_j}{C_k}$$

Da der Term C_j/C_k wegen der Spannungsabhängigkeit von C_j proportional zu $U^{-1/2}$ ist, stimmt die eben hergeleitete Formel qualitativ mit dem in Kapitel 3 festgestellten Zusammenhang zwischen erzeugter und gemessener Ladung überein.

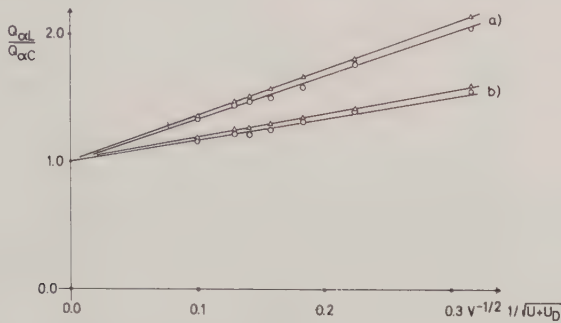
Es soll nun gezeigt werden, dass diese Formel die experimentell gemessenen Ladungsverluste auch quantitativ zu erklären vermag.

6. Experimentelle Beweisführung

Um einen nichtohmschen Rückkontakt zu simulieren, schalteten wir eine Impedanz Z_k in Serie zu einer Diode mit gut ohmschem Rückkontakt (RCA-Victor, A-3-90-2.0, 300 °K). Die Impedanz Z_k bestand aus der Parallelschaltung eines Widerstandes R_k und einer Kapazität C_k .

In dieser Anordnung wurde die von α -Teilchen erzeugte Ladung als Funktion der Sperrspannung gemessen. Durch separate Bestimmung der Junctionskapazität C_j als

Funktion der Sperrspannung U war es möglich, den Quotienten C_j/C_k und damit die Ladungsverluste zu berechnen. In Figur 7 sind die berechneten und die gemessenen Ladungsverluste aufgetragen, wobei die erzeugte Ladung zu eins normiert ist.

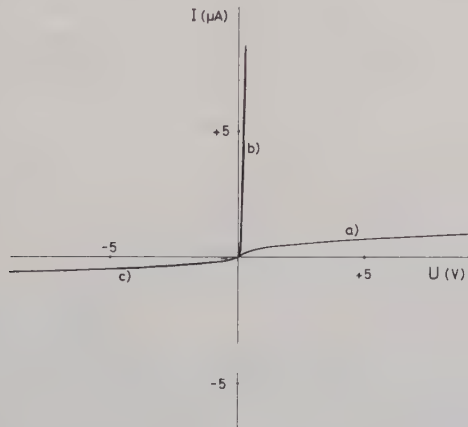


Figur 7

Diode RCA-Victor (A-3-90-2.0) mit RC-Glied in Serie geschaltet

- a) $R_k = 1 \text{ M}\Omega$ $C_k = 52 \text{ pF}$ $\triangle$ Verlauf von $1 + C_j/C_k$
 b) $R_k = 1 \text{ M}\Omega$ $C_k = 100 \text{ pF}$ $\circ$ Verlauf von $Q_{\alpha L}/Q_{\alpha C}$

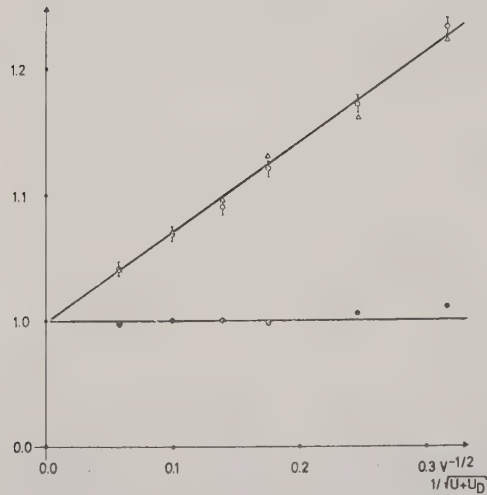
Das gleiche Verhalten lässt sich auch an einer selbsthergestellten Surface-Barrier-Diode feststellen, die als Rückkontakt sowohl einen ohmschen Nickelkontakt [4] als auch einen gleichrichtenden Goldkontakt besitzt. Figur 8 zeigt die Gleichstromkennlinien dieser speziellen Diode. Mit dem Nickel-Kontakt treten keine Ladungsverluste auf, wohl aber bei Verwendung des Goldrückkontaktes. Diese Verluste lassen sich wiederum aus der Junctionskapazität C_j und der Kapazität des Rückkontaktes C_k berechnen. Anhand von Figur 9 erkennt man die gute Übereinstimmung von berechneten und gemessenen Ladungsverlusten. Wiederum ist die erzeugte Ladung zu eins normiert.



Figur 8

Gleichstromcharakteristik eines Surface-Barrier-Zählers

- a) Mit Goldrückkontakt (gleichrichtend), b) Mit Nickelrückkontakt (ohmsch), c) Sperrichtung, für beide Kontakte gleich.

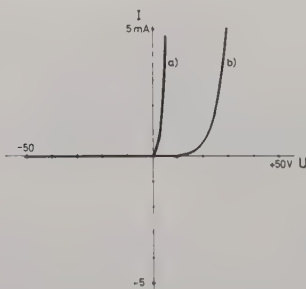


Figur 9

- Δ $Q_{\alpha L}/Q_{\alpha C}$ Diode mit gleichrichtendem Goldrückkontakt
 ● $Q_{\alpha L}/Q_{\alpha C}$ Diode mit ohmischem Nickelnrückkontakt
 ○ $1 + C_j/C_k$ Diode mit gleichrichtendem Goldrückkontakt

7. Temperatureffekte

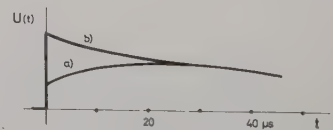
Frühere Untersuchungen haben gezeigt, dass käufliche Dioden (RCA-Victor) bei tiefen Temperaturen Ladungsverluste aufweisen, die bei Zimmertemperatur nicht vorhanden sind [12]. Bei Wiederholung dieser Messungen ergab sich, dass mit der Zunahme der Ladungsverluste eine wesentliche Verschlechterung der Diodenkennlinie in Leitrichtung verbunden ist. Genau gleich verhielt sich auch eine Diode, die uns freundlicherweise von den Bell Laboratorien (Murray Hill, N. J.) zur Verfügung gestellt wurde. Sowohl die Verschlechterung der Kennlinie (Figur 10) als auch die Signalforn (Figur 11) lassen erkennen, dass für die Zunahme der Ladungsverluste (Figur 12) der



Figur 10

Gleichstromkennlinie einer BELL-Zähl-diode

- a) $T = 294^\circ\text{K}$, b) $T = 192^\circ\text{K}$



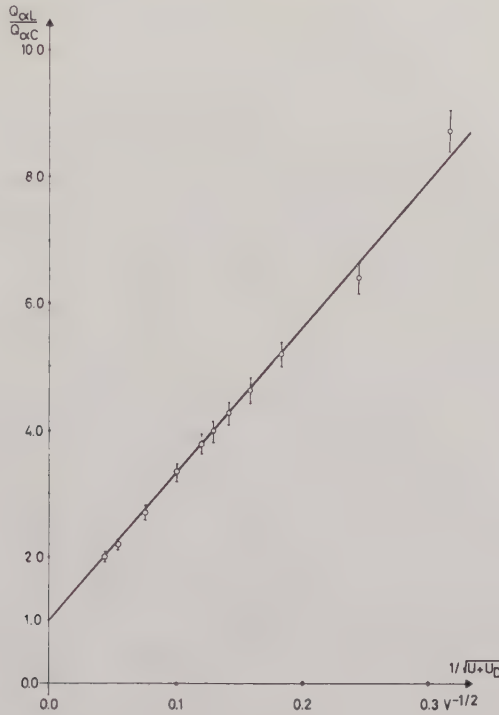
Figur 11

Impulsform des Verstärkereingangssignals (BELL-Zähl-diode) $T = 192^\circ\text{K}$

Sperrspannung: -60 Volt

- a) α -Teilchen, b) Eichimpuls

Rückkontakt der betreffenden Zähler und nicht die Temperaturabhängigkeit eines Rekombinationsmechanismus verantwortlich ist. Diese Feststellung wird dadurch bestätigt, dass Zähldioden mit geeignetem Rückkontakt auch bei tiefen Temperaturen keine Ladungsverluste zeigen [7].



Figur 12

$Q_{\alpha L}/Q_{\alpha C}$ BELL-Zähldiode, $T = 192^\circ\text{K}$

8. Diskussion

a) Messfehler

Die statistischen Messfehler sind aus den Fehlerangaben der einzelnen Kurven direkt zu entnehmen. Wo die einzelnen Messpunkte nicht mit Fehlerangaben versehen sind, ist der Messfehler durch die Grösse des Zeichens gegeben, das die Lage des betreffenden Messpunktes angibt.

Getrennt zu diskutieren ist nur die systematische Abweichung der gemessenen Kurven von den berechneten in Figur 7: Der Widerstand der feldfreien Zone in der Diode wurde in den Rechnungen in Abschnitt 5 vernachlässigt. Sein Einfluss ist aber bei Dioden vom Typ RCA-Victor mit 5 mm^2 Fläche merkbar. Er bewirkt eine Verschlechterung der Anstiegszeit des Signals, das von den α -Teilchen erzeugt wird, und eine kurzdauernde Spannungsspitze, die dem Eichsignal überlagert ist. Aus diesem Grund wählten wir im ballistischen Verstärker eine Zeitkonstante, die nicht mehr

kurz gegenüber der in Abschnitt 5 eingeführten Zeitkonstanten τ ist. Deshalb wird nicht genau die Höhe des Spannungssprunges $U(0)$ gemessen, sondern die Signalhöhe zu einem etwas späteren Zeitpunkt. Dies hat zur Folge, dass die gemessene Ladung $Q_{\alpha C}$ grösser und daher das Verhältnis $Q_{\alpha L}/Q_{\alpha C}$ kleiner wird.

Eine Abschätzung ergibt, dass bei niedriger Sperrspannung (~ 10 Volt) die gemessene Ladung 5 bis 15% grösser ist, als auf Grund der in Abschnitt 5 ausgeführten Berechnungen erwartet werden kann.

b) Konsequenzen für die Herstellung von Zählodioden

In erster Linie muss für den Rückkontakt ein Kontaktierungsverfahren gewählt werden, das einen gut ohmschen Kontakt ergibt. Da jedoch die wenigsten Kontakte bei genauer Kontrolle wirklich ohmsch sind, ist es von Vorteil, den Rückkontakt möglichst grossflächig zu machen, damit einerseits der Widerstand R_k klein und die Kapazität C_k gross wird. Sollte wegen eines nichtohmschen Verhaltens des Rückkontaktes R_k trotzdem gross sein, dann ist jedenfalls C_k noch gross; das Verhältnis C_j/C_k und somit auch allfällige Ladungsverluste bleiben dann klein.

c) Verwendung von Zählodioden bei tiefen Temperaturen

Da der Rückkontakt bei tiefen Temperaturen unter Umständen sehr hochohmig werden kann, ist es wichtig sich davon zu überzeugen, dass beim Abkühlen keine spannungsabhängigen Ladungsverluste auftreten. Gleichzeitig sollte auch die Diodenkennlinie überprüft werden.

Literatur

- [1] D. KAHNG, Solid State Electronics 6, 281 (1963).
- [2] J. GUTMANN, *Das Gleichstromverhalten von aufgedampften Goldkontakten an hochohmigem n-Silizium*, Dissertation 2. Teil.
- [3] G. DEARNALEY, A. B. WHITEHEAD, Proc. of the Asheville Conference 1960, NAS-NRC 871, p. 265 (Washington 1961).
- [4] J. E. BENN, V. MEYER, Helv. phys. Acta 36, 478 (1963).
- [5] Bell System Technical Journal 42, 921 (1963).
- [6] W. HAEBERLI, P. HUBER, E. BALDINGER, Helv. phys. Acta 26, 145 (1953).
- [7] E. BALDINGER, J. GUTMANN, G. MATILE, Z. angew. Math. Phys. 15, 90 (1964).
- [8] W. HECHT, Z. f. Physik 77, 235 (1932).
- [9] G. JAFFE, Ann. Phys. Lpz. 42, 303 (1913); Phys. Z. 30, 849 (1929).
- [10] R. J. FOX, C. J. BORKOWSKI, IRE-Transactions on Nuclear Science, NS-9, No. 3, 213 (1962).
- [11] E. BALDINGER, J. GUTMANN, W. CZAJA, Proc. of the Symposium on Nuclear Instrumentation, p. 98 (Harwell 1961).
- [12] G. DEARNALEY, D. C. NORTHROP, *Semiconductor Counters for Nuclear Radiations* (Spon).

II. Das Gleichstromverhalten von aufgedampften Goldkontakten an hochohmigem *n*-Silizium

Zusammenfassung. Die Erweiterung der Untersuchungen von KAHNG¹⁾ ergibt, dass sich das elektrische Verhalten von aufgedampften Goldkontakten auch an hochohmigem *n*-Silizium mit dem Modell einer «Schottky-Barriere» beschreiben lässt.

Für die Höhe dieser Barriere an 750 Ωcm *n*-Silizium erhielten wir:

$$\phi_0 - \zeta = (0,72 \pm 0,02) \text{ Volt.}$$

Da bei hochohmigem Silizium die Oberflächenströme nicht klein gegenüber dem Volumenstrom sind, müssen sie durch eine Schutzringelektrode sorgfältig abgeschirmt werden. Bei niederohmigem Silizium ist dieser Einfluss wesentlich kleiner.

Eine dünne Oxydschicht zwischen Gold und Silizium lässt sich in ihrer Wirkung durch eine Erhöhung der Barriere beschreiben. Für solche Dioden mit Oxydschicht, die durch dreitägige Oxydation in Luft von 60% Feuchtigkeit bei Zimmertemperatur hergestellt wurden, ermittelten wir eine Barrierenhöhe von

$$\phi_0 - \zeta = (1,00 \pm 0,03) \text{ Volt.}$$

Wir möchten an dieser Stelle dem Schweizerischen Nationalfonds für die finanzielle Unterstützung dieser Arbeit bestens danken. Ferner danken wir Herrn P. D. Dr. H. LÜTHY dafür, dass er uns die Kobaltquelle für die Bestrahlungen zur Verfügung gestellt hat.

Einleitung

Diese Arbeit ist im Zusammenhang mit der Herstellung von Surface-Barrier-Zählern entstanden und beschreibt die Stromspannungskennlinie und deren Temperaturabhängigkeit von Au-Si-Surface-Barrier-Dioden.

KAHNG hat 1963 eine Untersuchung über das Gleichstromverhalten von Goldkontakten auf niederohmigem *n*-Si (0,1–10 Ωcm) veröffentlicht [1]¹⁾. Unsere Arbeit stellt eine Erweiterung dieser Kahngschen Untersuchungen auf hochohmiges Material dar, wie es für die Herstellung von Zähl-dioden Verwendung findet.

Wir haben ausserdem versucht, den Einfluss einer Oxydschicht zwischen Gold und Silizium abzuklären, was aber leider nur beschränkt gelungen ist.

Es zeigte sich im Verlauf der Messungen, dass eine Schutzringelektrode zur Abschirmung von Oberflächen- und Randeffekten unerlässlich ist.

¹⁾ Die Ziffern in eckigen Klammern verweisen auf das Literaturverzeichnis, S. 39.

1. Herstellung der Dioden

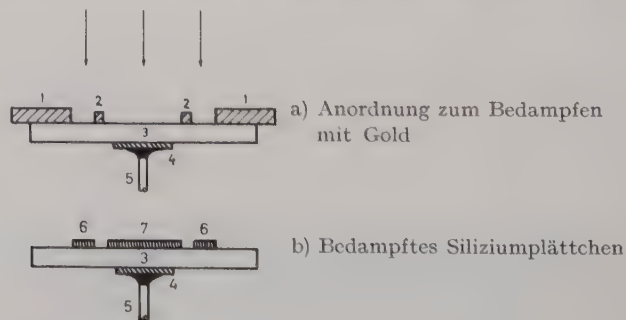
Ausgangsmaterial für die Diodenherstellung waren parallel zur 111-Ebene geschnittene und geläppte Plättchen aus 750 Ωcm n -Silizium. Sie hatten einen mittleren Durchmesser von 25 mm und waren etwa 1 mm dick. Aus diesen Plättchen wurden nach folgendem Verfahren Surface-Barrier Zähler mit Schutzringelektrode hergestellt [2]:

Die Plättchen werden durch Kochen in HNO_3 gereinigt und nachher auf der rauhen Oberfläche chemisch vernickelt («electroless plating», siehe [3]), wobei aber vor dem Vernickeln die durch das Kochen in HNO_3 entstandene Oxydschicht mit Flußsäure zu entfernen ist. Das Vernickeln der rauhen Oberfläche dient dazu, einen Ohmschen Rückkontakt herzustellen [4].

Auf der einen Seite des Plättchens wird ein Kupferdraht an der Nickelschicht angelötet (Ohmscher Rückkontakt). Dieser Kupferdraht, die Lötstelle und ein Teil der Nickelschicht um die Lötstelle herum werden mit Paraffin abgedeckt. Dann wird das nicht von Paraffin geschützte Nickel mit verdünnter Salpetersäure weggelöst, und anschliessend das Plättchen in CP-4 geätzt. Dabei ist darauf zu achten, dass nach erfolgtem Auflösen des Nickels der Rand der Paraffinschicht etwas erweitert wird, damit die CP-4-Ätzlösung nicht das Nickel zwischen Paraffin und Silizium herauslösen kann. Die Nickelschicht und der Rückkontakt dürfen auf keinen Fall mit CP-4 in Berührung kommen. Ausserdem muss, um eine gleichmässige Ätzung zu erhalten, das Ätzbad gekühlt werden (zirka 0°C).

Nach dem Ätzprozess werden im Hochvakuum die Goldelektroden auf die Vorderseite aufgedampft, wie es in den folgenden beiden Figuren schematisch dargestellt ist (vergleiche [2]).

Die folgende Photographie zeigt die Halterung dieser Diode auf einem abgewinkelten Kupferblech. Der Rückkontakt ist mit dem Kupferblech verlötet, während die

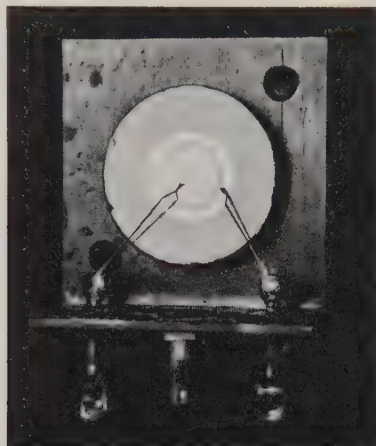


Figur 1

Schema der Goldbedampfung

1. Teflonmaske (Bohrung 10 mm)
2. Teflonring (Durchmesser: aussen 7 mm, innen 6 mm)
3. n -Silizium
4. Nickelschicht (Ohmscher Rückkontakt)
5. Auf die Nickelschicht aufgelöteter Kupferdraht
6. Aufgedampfte Schutzringelektrode (Durchmesser: aussen 10 mm, innen 7 mm)
7. Aufgedampfter Zentralkontakt. Dies ist die eigentliche Diode, die untersucht wird, im folgenden immer kurz Diode genannt (Durchmesser: 6 mm)

beiden Goldkontakte durch dünne Golddrähte mit isolierten Durchführungen am Kupferwinkel verbunden sind. Der Kontakt zwischen Goldelektrode und Golddraht wurde mit leitender Silberpaste hergestellt, der Kontakt zwischen den Durchführungen und dem Golddraht ist verlötet.

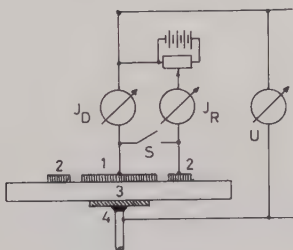


Figur 2

Auf Kupferblech montierte Diode

2. Apparatives

Alle untersuchten Dioden waren mit einer Schutzringe­elektrode aus Gold versehen. Da es für die Messung der Gleichstromcharakteristik wichtig ist, dass zwischen Schutzring und Goldkontakt keine Spannungsdifferenz besteht, wurde mit folgender Schaltung (Figur 3) die Potentialdifferenz auf Null abgeglichen:



Figur 3

Anordnung zum Messen der Ströme

1 Diode 2 Schutzring 3 *n*-Silizium 4 Nickelrückkontakt

Die Spannung zwischen Schutzring und Goldkontakt ist dann Null, wenn Öffnen und Schliessen des Schalters S keine Änderung der Ströme J_D und J_R mehr zur Folge hat.

Die Temperaturmessungen erfolgten zwischen 25 und 100°C in einem temperaturstabilisierten Ofen. Die Temperatur war während einer Messung auf $\pm 0,5^\circ\text{C}$ konstant.

3. Einfluss einer Schutzringelektrode

a) Vorwärtsstrom von Schutzringdioden

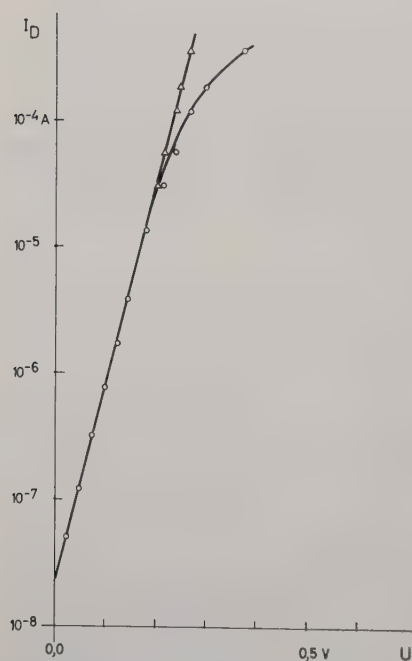
KAHNG [1] hat in seinen Messungen an niederohmigem n -Silizium festgestellt, dass der Vorwärtsstrom einer Au- n -Si-Diode der Diodengleichung

$$J = J_s (e^{qU/kT} - 1) \quad (3.1)$$

gehört. Da bei seinen Messungen am niederohmigen Material die Oberflächenströme gegenüber dem Volumenstrom klein blieben, konnte KAHNG auf eine spezielle Eliminierung der Oberflächenströme verzichten.

Bei hochohmigem Material erweist sich hingegen eine Schutzringelektrode zur Abschirmung der Oberflächenströme als unerlässlich. Vergleicht man nämlich die Gleichstromcharakteristik des Schutzrings mit derjenigen der Diode, so zeigt sich, dass nur der Diodenstrom der Gleichung (3.1) gehorcht, der Ringstrom aber beträchtlich davon abweicht. Dieser Sachverhalt ist in den Figuren 4a und 4b dargestellt.

In Figur 4a ist der Logarithmus des gemessenen Diodenstromes als Funktion der Spannung in Leitrichtung aufgezeichnet. Erwartungsgemäss müssen die Messpunkte für $qU \gg kT$ auf einer Geraden mit der Steigung q/kT liegen. Die Abweichung von dieser Geraden bei höheren Strömen kann durch einen konstanten Seriewiderstand

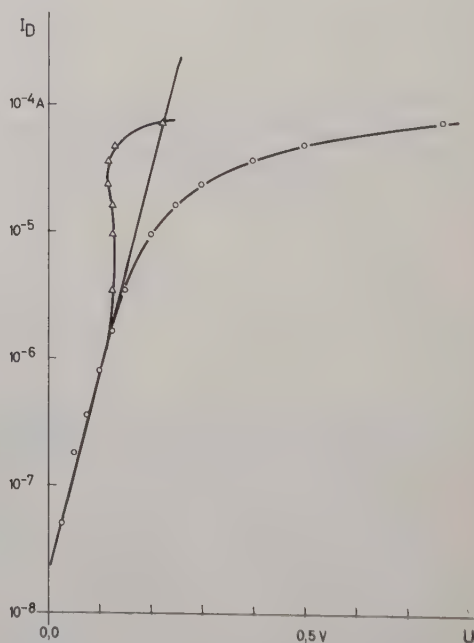


Figur 4a

Diodenstrom, Leitrichtung (Diode Nr. 1)

○ Messpunkte

△ Korrigiert mit 280 Ω Seriewiderstand
 $T = 298^\circ \text{K}$



Figur 4b

Schutzringstrom, Leitrichtung (Diode Nr. 1)

○ Messpunkte

△ Korrigiert mit 7,8 $k\Omega$ Seriewiderstand
 $T = 298^\circ \text{K}$

von $280\ \Omega$ erklärt werden. Die solchermassen korrigierten Messpunkte liegen auf der theoretischen Geraden.

Dagegen zeigt Figur 4b, dass in der gleichen Auftragung die Abweichung des Ringstromes von der theoretischen Geraden nicht durch den Einfluss eines konstanten Seriewiderstandes erklärt werden kann; die korrigierten Punkte liegen nicht auf der Geraden.

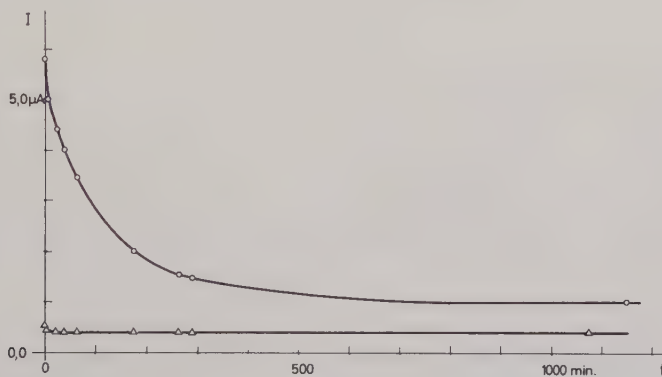
Dieselben Abweichungen von der Diodengleichung beobachtet man auch bei Dioden, welche nicht mit Schutzring versehen sind; man kann diesen Randeffect erst durch die Verwendung einer Schutzringelektrode abtrennen.

b) Beispiel für die Abschirmwirkung des Schutzrings

Mit dem folgenden Beispiel soll gezeigt werden, dass durch eine Schutzringelektrode Oberflächen- und Randeffecte abgetrennt werden können.

Nach der Bestrahlung von Surface-Barrier-Dioden mit Co^{60} - γ -Strahlen ($\sim 5 \cdot 10^{15}$ Photonen/ cm^2) zeigt der Sperrstrom der Zähler lang andauernde Drifterscheinungen. Man kann nun am Gleichstromverhalten solcher mit γ -Strahlen behandelter Schutzringdioden erkennen, dass diese Drift auf Oberflächeneffekte zurückzuführen ist.

Während nämlich der Diodenstrom nach dem Einschalten der Spannung nur etwa 25% über seinem Endwert liegt, der schon nach 20 Minuten erreicht wird, ist der Anfangswert des Ringstromes ungefähr fünfmal grösser als sein Endwert, und es dauert ungefähr 12 Stunden, bis der Ringstrom seinen Endwert angenommen hat (Figur 5).



Figur 5

Drifterscheinungen nach Bestrahlen mit $\text{Co}^{60}-\gamma$

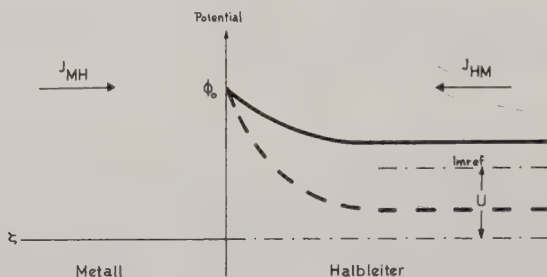
○ Sperrstrom der Schutzringelektrode Δ Sperrstrom der Diode

Es ist beachtenswert, dass die Endwerte sowohl des Dioden- als auch des Ringstroms vor und nach der Bestrahlung innerhalb der Messgenauigkeit gleich bleiben. Dies bedeutet, dass durch die Bestrahlung keine Schädigung des Zählvolumens entstanden ist.

4. Kennlinie in Leitrichtung

a) Modell für den Metall-Halbleiter-Kontakt

Der Metall-Halbleiter-Kontakt kann angenähert mit einem Energieschema beschrieben werden, wie es in Figur 6 dargestellt ist [5, 6].



Figur 6

Energieschema des Metall-Halbleiterkontakts

In Figur 6 sind zwei Fälle eingezeichnet: Der Potentialverlauf bei Vorspannung Null, das heisst im thermischen Gleichgewicht (gestrichelte Linie) und der Potentialverlauf für eine in Leitrichtung angelegte Spannung U (ausgezogene Linie).

Der Strom J_{MH} , der vom Metall in den Halbleiter fliesst, ist gleich:

$$J_{MH} = A T^2 \cdot e^{-q(\Phi_0 - \zeta)/kT}$$

und der Strom J_{HM} vom Halbleiter zum Metall:

$$J_{HM} = A T^2 \cdot e^{-q(\Phi_0 - (\zeta + U))/kT}.$$

Dabei ist A die sogenannte Richardsonsche Konstante [7], ζ die Fermi-Grenzenergie und Φ_0 die Höhe der Barriere. Der totale Strom ist gleich der Differenz der Ströme J_{HM} und J_{MH} :

$$J = J_{HM} - J_{MH} = A T^2 \cdot e^{-q(\Phi_0 - \zeta)/kT} (e^{qU/kT} - 1). \quad (4.1)$$

Der Term vor dem Klammerausdruck in (4.1) wird oft als Sättigungsstrom J_s bezeichnet; die Diodengleichung (4.1) nimmt dann die folgende Gestalt an:

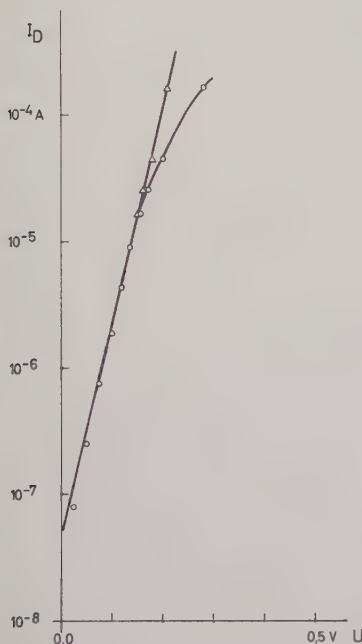
$$J = J_s (e^{qU/kT} - 1) \quad (4.2)$$

$$J_s = A T^2 e^{-q(\Phi_0 - \zeta)/kT}. \quad (4.3)$$

Die Diodengleichung (4.2) beschreibt in erster Näherung das Gleichstromverhalten einer Au-Si-Oberflächendiode. Wir werden aber später sehen, dass diese Gleichung erweitert werden muss, um die Spannungsabhängigkeit des Sperrstroms zu beschreiben.

b) Die Gleichstromkennlinie

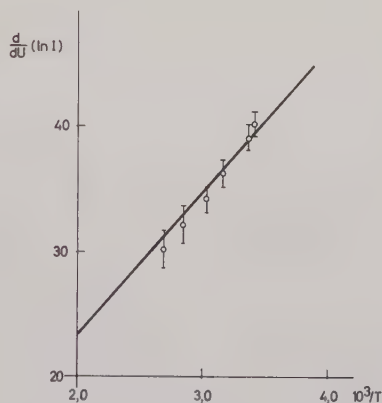
Die experimentelle Prüfung des Stroms in Leitrichtung (Gleichung 4.1) erfolgt durch Auftragung von $\ln J$ als Funktion der Spannung U . Wie schon erwähnt, muss bei höheren Stromstärken, und insbesondere bei hochohmigem Material, der Widerstand der feldfreien Si-Zone berücksichtigt werden (Zuleitungswiderstand). Da die Raumladungszone der in Leitrichtung vorgespannten Diode gegenüber der Dicke der Plättchen klein ist, kann die Tiefe der feld- und raumladungsfreien Zone als konstant angesehen werden. Deshalb darf man auch in guter Näherung annehmen, dass der ohmsche Widerstand dieser Zone konstant ist, also unabhängig von Strom und Spannung. Figur 7 zeigt den typischen Verlauf dieser Kennlinie $J = f(U)$ bei konstanter Temperatur. Die Neigung der Geraden ist innerhalb der Messgenauigkeit von 5% gleich q/kT . Der Schnittpunkt der Geraden mit der Achse in $U = 0$ liefert den Sättigungsstrom J_s , in diesem Fall 50 nA.



Figur 7

Diodenstrom, Leitrichtung (Diode Nr. 7)

○ Messpunkte

△ Korrigiert mit 420Ω Seriewiderstand $T = 298 \text{ °K}$ 

Figur 8

Temperaturabhängigkeit des Exponentialterms der Diodengleichung. Die ausgezogene Gerade gibt den theoretisch erwarteten Verlauf wieder.

Ihre Steigung ist gleich q/k .

Das Temperaturverhalten des Vorwärtstroms wird einerseits durch die Temperaturabhängigkeit von J_s und andererseits durch die Temperaturabhängigkeit des Exponentialausdrucks in Gleichung (4.2) bestimmt. Bevor wir den Sättigungsstrom

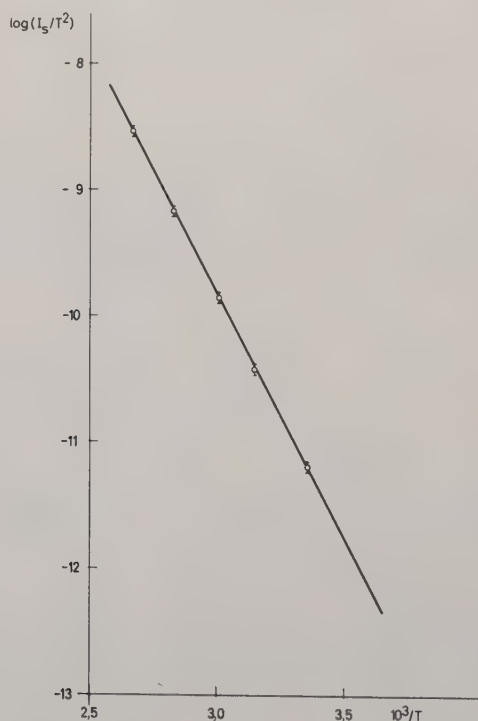
diskutieren, wollen wir die Temperaturabhängigkeit des Exponentialterms in Gleichung (4.2) untersuchen. Diese Abhängigkeit ist implizit in der Steigung der Geraden in Figur 7 enthalten. Trägt man diese Steigung als Funktion der reziproken Temperatur auf, so sollte eine Gerade der Steigung q/k resultieren.

Figur 8 zeigt, dass die von uns experimentell gefundenen Werte im untersuchten Temperaturbereich von 20–100 °C innerhalb der Messfehler mit der theoretischen Geraden übereinstimmen.

Nach Gleichung (4.3) hängt auch der Sättigungsstrom exponentiell von der Temperatur ab:

$$J_s = A T^2 e^{-q(\phi_0 - \zeta)/k T} \quad (4.3)$$

Beim Auftragen von $\ln J_s/T^2$ als Funktion der reziproken Temperatur erhält man also eine Gerade der Steigung $-q(\phi_0 - \zeta)/k$. Der Achsenabschnitt bei $T^{-1} = 0$ liefert die Richardsonsche Konstante A , wobei allerdings der Messfehler beträchtlich ist.



Figur 9

Temperaturabhängigkeit des Sättigungsstroms J_s (Diode Nr. 7)

Wir haben den Exponentialterm in (4.3) überprüft und innerhalb der Messgenauigkeit bestätigt gefunden (Figur 9).

Für die Richardsonsche Konstante ermittelten wir Werte, die zwischen 10 und 30 A/cm² grad² liegen.

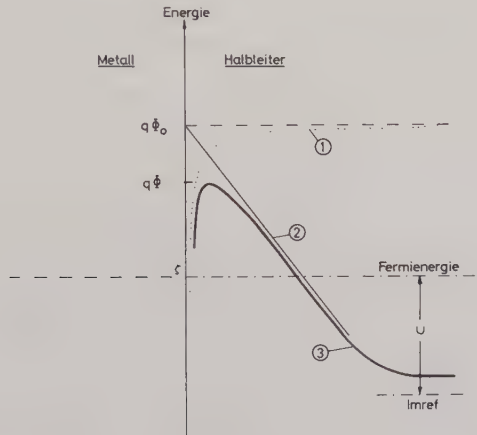
Wir wollen diese Auftragung jedoch nicht für die Bestimmung von $(\phi_0 - \zeta)$ verwenden, da wir auf diese Grösse erst in Abschnitt 5 eingehen werden, wo wir auch das bisher verwendete Energieschema verfeinern.

Zur Messung des Temperaturverhaltens ist noch zu bemerken: Um für die Versuche stabile Dioden zu erhalten, erwies es sich als günstig, die Dioden vor der ersten Messung etwa eine Viertelstunde lang auf 100°C zu erhitzen und nachher wieder auf Zimmertemperatur abzukühlen. Nach dieser Behandlung waren die Temperaturmessungen reproduzierbar.

5. Kennlinie in Sperr-Richtung

Das im Abschnitt 4a eingeführte Modell ergibt für Sperrspannungen ($U \gtrsim k T/q$) einen konstanten Sperrstrom J_s . Man beobachtet aber in Wirklichkeit, dass der Strom nicht konstant ist, sondern mit der Spannung zunimmt.

Diese Zunahme des Sperrstromes lässt sich mit einer spannungsabhängigen Erniedrigung der Barrierenhöhe erklären. Wir haben nämlich in 4a vernachlässigt, dass auf jedes Elektron, welches das Metall verlässt, eine Spiegelbildkraft der Grösse $q^2/16 \pi \epsilon_0 \eta r^2$ wirkt. r ist der Abstand des Elektrons von der Metalloberfläche.



Figur 10

Verfeinertes Energieschema des Metall-Halbleiterkontakts

$$\textcircled{1} \quad q \cdot (\phi_0 - q/16 \pi \epsilon_0 \eta r) \quad \textcircled{2} \quad q \cdot (\phi_0 - E \cdot r) \quad \textcircled{3} \quad q \cdot (\phi_0 - E \cdot r - q/16 \pi \epsilon_0 \eta r)$$

Dies führt zu einem Potentialverlauf wie er in Figur 10 punktiert angegeben ist. Legt man noch ein äusseres Feld E an, so erhält man den Potentialverlauf, der in Figur 10 dick ausgezogen ist. Die durch dieses äussere Feld bewirkte Erniedrigung $\Delta\phi$ der Barriere berechnet sich nach KRÖMER [8] zu:

$$\Delta\phi = \sqrt[4]{\frac{q^3 N_D}{8 \pi^2 \epsilon_0^3 \epsilon \eta^2}} \cdot \sqrt[4]{U + U_D}. \quad (5.1)$$

Dabei bedeutet: N_D Donatorenkonzentration im Silizium,

U_D Diffusionsspannung,

ε_0 Influenzkonstante,

ε Statische Dielektrizitätskonstante des Siliziums,

η Dynamischer Wert für die Dielektrizitätskonstante von Si (nach KRÖMER [8]: $\eta \sim 1$).

Für hohe Sperrspannungen kann U_D gegenüber U vernachlässigt werden, und man erhält:

$$\Delta\phi \cong \sqrt[4]{\frac{q^3 N_D}{8 \pi^2 \varepsilon_0^3 \varepsilon \eta^2}} \cdot \sqrt[4]{U} . \quad (5.2)$$

Mit diesem Modell erhält man für den Strom analog zu (4.1) den Ausdruck

$$J = A T^2 \cdot e^{-q(\Phi - \zeta)/kT} (e^{qU/kT} - 1) , \quad (5.3)$$

wobei jetzt aber die Grösse ϕ von der Sperrspannung abhängt:

$$\Phi = \Phi_0 - \Delta\Phi(U) . \quad (5.4)$$

Für Sperrspannungen, die grösser als einige $(q/kT)^{-1}$ sind, ist $e^{-qU/kT} \ll 1$ und kann in (5.3) vernachlässigt werden. Man erhält dann für den Sperrstrom:

$$J = - A T^2 \cdot e^{-q(\Phi_0 - \Delta\Phi - \zeta)/kT} = - J_{s0} \cdot e^{q\Delta\Phi/kT} \quad (5.5)$$

$$J_{s0} = A T^2 e^{-q(\Phi_0 - \zeta)/kT} . \quad (5.6)$$

Logarithmieren von Gleichung (5.5) ergibt:

$$\ln |J| = \ln J_{s0} + \frac{q}{kT} \Delta\phi . \quad (5.7)$$

Für 750 Ωcm n -Si ist $\Delta\phi$ als Funktion der Sperrspannung U :

$$\Delta\phi \cong 13,45 \cdot 10^{-3} \cdot \sqrt[4]{U} \quad (5.8)$$

und somit wird Gleichung (5.7)

$$\ln |J| = \ln J_{s0} + 13,45 \cdot 10^{-3} \cdot \frac{q}{kT} \cdot \sqrt[4]{U} . \quad (5.9)$$

Figur 11 zeigt einerseits die theoretische Kurve (5.9), wobei $\ln J_{s0}$ willkürlich zu eins angenommen wurde, und andererseits die für verschiedene Temperaturen gemessenen Kurven. Die experimentell erhaltenen Geraden zeigen für alle Temperaturen praktisch die gleiche Steigung und bestätigen damit die mit Hilfe des Modells vorausgesagte Spannungsabhängigkeit des Sperrstroms recht gut.

Figur 11 gestattet es auch, mit Hilfe der Gleichung (5.9) und (5.6), die Temperaturabhängigkeit von J_{s0} , die Richardsonsche Konstante A und die sogenannte Nullfeldbarrierenhöhe ($\phi_0 - \zeta$) zu bestimmen. Gleichung (5.6) ergibt umgeformt und logarithmiert:

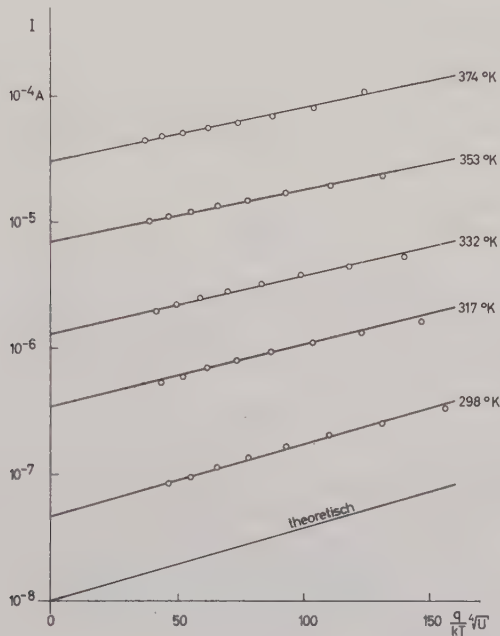
$$\ln \frac{J_{s0}}{T^2} = \ln A - \frac{q}{kT} (\phi_0 - \zeta) . \quad (5.10)$$

Entsprechend zu Gleichung (5.10) ist $\ln J_{s0}/T^2$ als Funktion von q/kT aufzutragen. Dies ergibt Geraden, deren Steigung $-(\phi_0 - \zeta)$ ist. Der Achsenabschnitt bei $q/kT = 0$ ist gleich dem Logarithmus der Richardsonschen Konstante A .

Man erhält so für die Höhe der Barriere

$$\phi_0 - \zeta = (0,72 \pm 0,02) \text{ Volt.}$$

Die Richardsonsche Konstante lässt sich im Gegensatz zur Barrierenhöhe nur sehr ungenau bestimmen. Man erhält einen Wert, der zwischen 1 und 10 A/cm² grad² liegt.



Figur 11

Sperrstrom als Funktion der Barriererniedrigung

Zur Spannungsabhängigkeit des Sperrstroms ist noch folgende Bemerkung nachzuholen:

Wir haben in unseren Betrachtungen einen weiteren, spannungsabhängigen Teil des Sperrstromes vernachlässigt, den Erzeugungsstrom [9]. Er sollte proportional zum Volumen der Feldzone, also proportional zu $\sqrt{U + U_D}$ zunehmen. Da wir aber für unsere Untersuchungen ausserordentlich reines Material verwenden (Lebensdauer der Minoritätsladungsträger $\sim 1000 \mu s$) kann dieser Teil des Sperrstroms vernachlässigt werden. Auch bei den Messungen konnten wir innerhalb der Messgenauigkeit keinen Erzeugungsanteil des Sperrstromes feststellen.

6. Dioden mit Oxydschicht

Wir haben die Versuche, die in den vorhergehenden Paragraphen beschrieben sind, auch an Dioden ausgeführt, die zwischen Goldelektrode und Silizium eine dünne «Oxydschicht» aufwiesen.

Die Silizium-Plättchen wurden nach dem in Paragraph 1 beschriebenen Verfahren behandelt, jedoch nicht unmittelbar nach dem Ätzen mit Gold bedampft, sondern zuerst drei Tage bei 60% Luftfeuchtigkeit und 25°C oxydiert. Erst dann wurden sie nach dem oben geschilderten Verfahren mit Goldelektroden versehen.

Die Messergebnisse zeigten, dass sowohl die Strom-Spannungskennlinie in Vorwärtsrichtung als auch deren Temperaturabhängigkeit durch eine Gleichung der Form (4.1) dargestellt werden kann. In dieser Hinsicht kann man keinen Unterschied zwischen oxydierten und nichtoxydierten Dioden finden.

Wie bei den nichtoxydierten Dioden ist der Sperrstrom nicht konstant, sondern wächst mit zunehmender Sperrspannung, was man vermutlich wiederum mit der Barrierenerniedrigung durch das elektrische Feld am Ort des Übergangs erklären kann. Trägt man gemäss Gleichung (5.9) den Logarithmus des Sperrstroms als Funktion von $(q/kT)^{1/4} U + \bar{U}_D$ auf, so erhält man wie in Figur 11 eine Schar von parallelen Geraden mit der Temperatur als Parameter. Im Unterschied zu den nichtoxydierten Dioden ist die Steigung nur etwa halb so gross wie nach Gleichung (5.9) zu erwarten wäre.

Der Sperrstrom von oxydierten Dioden zeigt ebenfalls eine exponentielle Temperaturabhängigkeit von der Form (5.6). Deshalb lässt sich durch Messung dieser Temperaturabhängigkeit, analog zu Abschnitt 5, eine Barrierenhöhe $\phi_0 - \zeta$ bestimmen. Man erhält:

$$\phi_0 - \zeta = (1,00 \pm 0,03) \text{ Volt.}$$

Dieser Wert ist ungefähr 30% grösser als bei nichtoxydierten Dioden.

Wegen dieser hohen Barriere sollte der Sättigungsstrom einer oxydierten Diode bei Zimmertemperatur ungefähr 20000mal kleiner sein als der einer nichtoxydierten Diode. In Wirklichkeit ist er aber nur etwa acht mal kleiner.

Beschreibt man die Gleichstromkennlinie einer oxydierten Diode mit einer Gleichung der Form (4.2) resp. (5.5), so muss die Konstante A sehr gross werden, weil trotz höherer Barriere der gemessene Strom nur unwesentlich kleiner wird. Dies führt zu einem Wert der «Richardsonschen Konstanten» A von ungefähr $10^4 \text{ A/cm}^2 \text{ grad}^2$.

Es macht Mühe, einen derart grossen Wert der Konstanten zu erklären. Möglicherweise bewirkt der Tunneleffekt durch die Oxydschicht zwischen Gold und Silizium eine Kopplung, die sich in erster Näherung so äussern könnte.

Diskussion

KAHNG hat an niederohmigem Silizium eine Barrierenhöhe von $(0,79 \pm 0,02)$ Volt festgestellt. Der von uns für hochohmiges Silizium gefundene Wert ist mit $(0,72 \pm 0,02)$ Volt ungefähr 10% niedriger. Möglicherweise besteht zwischen der Dotierung des Siliziums und der Barrierenhöhe ein Zusammenhang. Es ist aber auch möglich, dass ein Schutzring die Messergebnisse von KAHNG leicht ändern würde.

Die bedeutend höhere Barriere bei oxydiertem Silizium lässt sich unter Umständen dadurch erklären, dass ein kleiner Teil der über der Diode liegenden Spannung in der Oxydschicht abfällt [10]. Wenn ein solcher Spannungsabfall gegenüber den Änderungen der Gesamtspannung in erster Näherung konstant bleibt, kann er als Barrierenerhöhung in Erscheinung treten. Eine solche Barrierenerhöhung könnte durch die Temperaturmessungen nicht abgetrennt werden.

Schon ein kleiner Messfehler der Barrierenhöhe hat einen grossen Einfluss auf die Bestimmung des Wertes der Richardsonschen Konstanten A . So bewirkt eine Abweichung von $-2,5\%$ von der zu $0,72$ Volt bestimmten Barrierenhöhe bei Zimmertemperatur bereits eine Verdoppelung von A . Eine genaue Bestimmung der Richardsonschen Konstanten, wie sie zum Vergleich mit der Theorie notwendig wäre, ist deshalb recht schwierig (vergleiche C. R. CROWELL [7]).

Es scheint uns wichtig zu bemerken, dass unter allen Umständen mit einem Schutzring gearbeitet werden muss. Der Einfluss der Oberflächen- und Randeffekte kann bei einer Messung ohne Schutzringelektrode an hochohmigem Silizium die Interpretation der Resultate verunmöglichen, bei niederohmigem Silizium können die Resultate verfälscht werden.

Literatur

- [1] D. KAHNG, *Solid State Electronics* 6, 281 (1963).
- [2] R. J. FOX, C. J. BORKOWSKI, *IRE-Transactions on Nuclear Science*, NS-9, Nr. 3, 213 (1962).
- [3] F. J. BIONDI, *Transistor Technology*, Band II, III (Van Nostrand, 1958).
- [4] J. GUTMANN, *Der Einfluss eines nichtohmschen Rückkontaktes auf die Ladungssammlung in Si-Zähldioden*, Dissertation 1. Teil; E. BALDINGER, J. GUTMANN, G. MATILE, *Z. angew. Math. Phys.* 15, 90 (1964).
- [5] H. E. TORREY, C. A. WITHMER, *Crystal-Rectifiers* (McGraw-Hill, 1948).
- [6] E. C. WURST, E. H. BORNEMAN, *J. appl. Phys.* 28, 235 (1956); E. H. BORNEMAN, R. F. SCHWARZ, J. J. STICKLER, *J. appl. Phys.* 26, 1021 (1955).
- [7] A. SOMMERFELD, *Vorlesungen über theoretische Physik*, Band 5 (Wiesbaden 1952); S. WAGENER, *Die Oxydkathode*, Band 1 (Leipzig 1943); C. R. CROWELL, *Solid State Electronics* 8, 395 (1965).
- [8] H. KRÖMER, *Z. f. Physik* 134, 435 (1953).
- [9] C. T. SAH, R. N. NOICE, W. SHOCKLEY, *Proc. IRE* 45, 1228 (1957).
- [10] C. C. DILWORTH, *Proc. of the Phys. Soc.* 60, 315 (1948).

Curriculum vitae

Ich, JOHANNES ANDREAS GUTMANN, Bürger von Basel, wurde am 9. Mai 1938 in Basel geboren als Sohn des Hans Richard Gutmann, Dr. phil., Rektor des Realgymnasiums Basel, und seiner Gattin Alice Brodmann. Ich besuchte hier die Schulen und erhielt im Frühjahr 1957 am Humanistischen Gymnasium Basel das Zeugnis der Reife. Im Sommersemester 1957 immatrikulierte ich mich an der Philosophisch-Naturwissenschaftlichen Fakultät der Universität Basel und begann Experimentalphysik zu studieren. In den Jahren 1960, 1961 und 1965 legte ich nacheinander die Nebenfachexamina in Chemie, Mathematik und theoretischer Physik ab. Im Sommersemester 1961 wurde ich Assistent am Institut für angewandte Physik der Universität Basel und begann unter der Leitung von Herrn Prof. Dr. E. Baldinger eine Dissertation.

Ich besuchte Vorlesungen und Praktika bei folgenden Herren Professoren: Alder, Baldinger, Baumgartner, Dahn, Eichler, Erlenmeyer, Fierz, Huber, Miescher, Ostrowski, Striebel, Verde und bei den Herren Privatdozenten Czaja, Lüthy und Wagner.

Im Militär bekleide ich den Rang eines Oberleutnants der Übermittlungstruppen.

